

# BUNDESREPUBLIK DEUTSCHLAND



## Prioritätsbescheinigung über die Einreichung einer Patentanmeldung

**Aktenzeichen:**

103 08 249.2

**Anmeldetag:**

25. Februar 2003

**Anmelder/Inhaber:**

Technische Universität München,  
80333 München/DE

**Bezeichnung:**

Flexible und kompakte Faserlaser-Anordnung zur  
einfachen Erzeugung und Charakterisierung eines  
breitbandigen und hochstabilen Kamms optischer  
Frequenzen sowie zur Erzeugung weit abstimmbarer  
Femtosekunden-Lichtimpulse

**IPC:**

H 01 S 3/23

**Die angehefteten Stücke sind eine richtige und genaue Wiedergabe der ur-  
sprünglichen Unterlagen dieser Patentanmeldung.**

München, den 11. März 2004  
**Deutsches Patent- und Markenamt**  
**Der Präsident**  
Im Auftrag

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Stanschus".

Stanschus



- Flexible und kompakte Faserlaser-Anordnung zur einfachen Erzeugung und Charakterisierung eines breitbandigen und hochstabilen Kamms optischer Frequenzen sowie zur Erzeugung weit abstimmbarer Femtosekunden-Lichtimpulse

Florian Täuser und Alfred Leitenstorfer

Vorgestellt wird eine neuartige Anordnung zur Synthese eines breitbandigen optischen Frequenzkamms basierend auf einem nachverstärkten Ultrakurzimpuls-Glasfaserlaser. Die Verwendung dieses Lasersystems vereinfacht das Verfahren gegenüber bisherigen Methoden, ist kostengünstiger, erhöht die Stabilität und ermöglicht eine flexible Anpassung an die unterschiedlichen Anforderungen einer Vielzahl von möglichen Anwendungen. Das System bietet zudem eine neuartige Möglichkeit zur Erzeugung weit abstimmbarer Lichtimpulse.

### Stand der Technik

Phasenstabilisierte, modengekoppelte Ultrakurzimpuls-Laser haben vor wenigen Jahren als hochgenaue Frequenznormale Einzug in physikalische Labors erhalten und die Präzisionsvermessung optischer Übergänge drastisch vereinfacht [1,2]. Durch eine direkte Verknüpfung des optischen Spektralbereichs mit den derzeit genauesten Uhren im Bereich der Mikrowellen bzw. Radio-Frequenzen ersetzen solche Systeme aufwändige und kostspielige Frequenzteilerketten bzw. harmonische Frequenzketten. Weitere Anwendungen wie beispielsweise die Realisierung einer optischen Uhr zeichnen sich bereits heute ab [3]. Einen umfassenden Überblick über den derzeitigen Stand des Gebiets bieten [1,2].

Dem Verfahren zu Grunde liegt die Erkenntnis, dass das Spektrum der periodisch emittierten Lichtimpulse aus einzelnen diskreten Linien besteht, die regelmäßig zueinander im Abstand der Wiederholrate des Lasers  $f_{rep}$  angeordnet sind. Ein solches Spektrum wird als optischer Frequenzkamm bezeichnet. Die Positionen der einzelnen Linien lassen sich ausdrücken als:

$$f_n = n \cdot f_{rep} + \delta \quad (1)$$

$\delta$  ist dabei eine Offset-Frequenz, um welche der komplette Kamm vom Ursprung verschoben ist.

Zur Eichung des Frequenzkamms ist es notwendig, die beiden Radio-Frequenzen  $f_{rep}$  und  $\delta$  zu bestimmen. Die Repetitionsrate  $f_{rep}$  eines heutigen Ultrakurzimpuls-Laser liegt typischerweise im Bereich von ca. 50 MHz bis 1 GHz und kann mit Hilfe eines schnellen Photodetektors einfach ermittelt und gegebenenfalls aktiv stabilisiert werden. Dagegen stellte die Festlegung der Offset-Frequenz  $\delta$  bis vor kurzem ein erhebliches Problem dar.

Eine praktikable Lösung wurde erst gefunden, nachdem sich auf einem ganz anderen Gebiet, der optischen Glasfaser-Technologie, entscheidende Fortschritte vollzogen hatten. Durch den Einschluß des Lichts in eine Mode mit extrem geringen Durchmesser sowie einer gezielten Einstellung der Wellenleiter-Dispersion ist es gelungen, die Effizienz optisch nichtlinearer Effekte innerhalb der Fasern stark zu

„Über Fernkopierer eingegangen  
Seite(n)-Deutsches Patent-  
und Markenamt“

erhöhen. Das Spektrum von intensiven Lichtimpulsen lässt sich somit zu einem Kontinuum verbreitern, welches sich über mehr als eine optische Oktave erstreckt, d.h. kurzwelliges und langwelliges Ende unterscheiden sich um mehr als einen Faktor zwei in ihrer Wellenlänge. Tragen zur spektralen Verbreiterung nur kohärente Prozesse bei, so setzt sich die Kammstruktur über das komplette Kontinuum hinweg fort.

Die Offset-Frequenz  $\delta$  wird zugänglich, indem man die langwelligen Anteile in einem optisch nichtlinearen Kristall frequenzverdoppelt und mit der kurzwelligen Flanke des Kontinuums auf einem Photodetektor zur Interferenz bringt. Das dabei entstehende Signal weist eine Schwebung auf, deren Frequenz genau dem Offset  $\delta$  entspricht (vgl. Abb. 1). Gegebenenfalls kann  $\delta$  auf einen gewünschten Wert aktiv stabilisiert werden. Alle auftretenden Größen in Gleichung (1) sind somit festgelegt; die Lage der einzelnen Linien innerhalb des Frequenzkamms ist absolut kalibriert. Dieses Verfahren bezeichnet man als Selbst-Referenzierung.

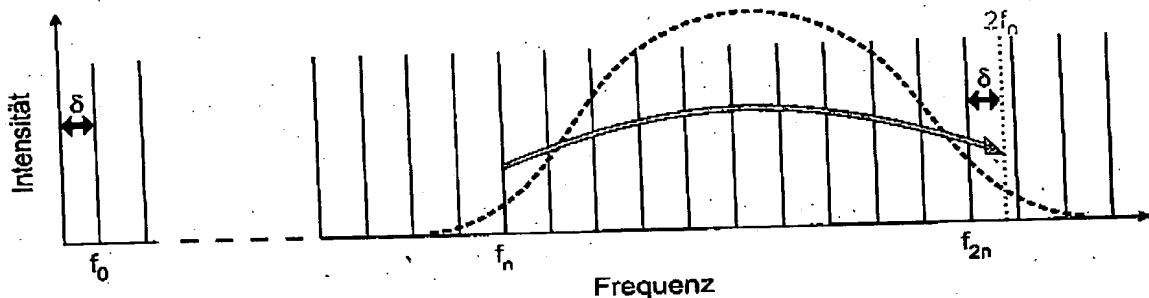


Abb. 1: Das verbreiterte Spektrum (gestrichelte Linie) erstreckt sich über mehr als eine Oktave. Eine Kammlinie  $f_n$  aus der niederfrequenten Flanke wird frequenzverdoppelt, nach Glg. (1) ergibt sich ihre neue Position zu  $2 \cdot f_n = 2 \cdot n \cdot f_{\text{rep.}} + 2 \cdot \delta$ . Der Abstand zur Linie  $f_{2n} = 2 \cdot n \cdot f_{\text{rep.}} + \delta$  beträgt  $\delta$ .

Aufgrund der erforderlichen extrem hohen Intensitäten zur Kontinuumsgeneration innerhalb der Glasfaser basieren alle realisierten Systeme auf leistungsfähigen Ultrakurzimpuls-Lasern (Impulsdauer  $t_p < 100 \cdot 10^{-15}$  s = 100fs). Die bisher zu diesem Zweck verwendeten Quellen sind Freistrahllaser, in denen ein Lichtimpuls in einem durch Spiegel gebildeten Resonator umläuft. Als aktives Medium findet nahezu ausschließlich Titan-dotierter Saphir Verwendung. Obwohl diese Laser derzeit die höchsten erreichbaren Spitzentensitäten liefern, haben sie bisher kaum den Weg heraus aus wissenschaftlichen Labors hin zu realen Anwendungen gefunden. Im Zusammenhang mit der Erzeugung eines optischen Frequenzkamms ist hierfür eine Reihe von Ursachen anzuführen:

- Das Spektrum der mit einem Ti:Saphir-Laser erzeugten Lichtimpulse ist bei ca. 800 nm zentriert. Der Frequenzkamm des Kontinuums erstreckt sich über das Sichtbare bis ca. 1100 nm ins Infrarot. Der für die optische Nachrichtentechnik wichtige Bereich von bei 1,55  $\mu$ m ist auf diese Weise nicht zugänglich.
- Als Pumplichtquellen kommen Festkörperlaser zum Einsatz, die mit einer elektrischen Leistung von mehr als 500 W betrieben werden müssen und eine externe

Wasserkühlung erfordert. Dies schließt netzunabhängige Anwendungen, z.B. auf einem Satelliten, aus. Die Kosten eines solchen Lasers betragen ca. 50.000,-€.

- Das relativ hohe Überschubrauschen dieser Pumplichtquellen überträgt sich über nichtlineare Effekte in ein Phasenrauschen und limitiert letztendlich die Genauigkeit, mit der  $\delta$  bestimmt werden kann [1].
- Die Justage des Resonators ist komplex und erfordert einen ausgebildeten Fachmann. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen wie Temperaturschwankungen muß die Feineinstellung von Spiegeln mehrmals täglich korrigiert werden. Alle optischen Komponenten müssen regelmäßig von Staub und anderen Verunreinigungen gesäubert werden.
- Variationen des Brechungsindex im durchlaufenen Luftweg innerhalb des Resonators führen zu einer Drift der Offset-Frequenz  $\delta$ . Um diesen Effekt zu minimieren, werden Ti:Saphir-Laser in druckversiegelte Boxen eingesetzt, was einen erheblichen technischen Aufwand darstellt und die Justage weiter verkompliziert.

Eine Reihe von Patentschriften betreffend der Erzeugung eines stabilisierten Frequenzkamms basierend auf Titan-Saphir-Technologie liegt diesem Schreiben bei.

Wie im folgenden erläutert wird, lassen sich alle genannten Probleme prinzipiell durch die Verwendung eines Glasfaser-Ultrakurzimpuls-Lasers vermeiden. Ein bereits kommerziell erhältliches System (IMRA, s. Anlage) ist aufgrund der zu geringen Ausgangsleistung und zu langer Impulsdauer nicht in der Lage, ein kohärentes Kontinuum über die erforderliche optische Oktave zu erzeugen. Ein aufwändiges und nicht selbst-referenziertes Verfahren zur Stabilisierung des Frequenzkamms aus einem Glasfaser-Laser wurde bereits demonstriert [4]. Hierbei wird der Kammstruktur eines Ti:Saphir-Lasers als Referenz verwendet und mit frequenzverdoppelten Impulsen aus dem Faser-Laser überlagert. Die Frequenz der auftretenden Schwebung gibt die spektrale Verschiebung der beiden Kämme zueinander an.

### Beschreibung der Erfindung

Die Erfindung umfaßt ein einfaches, kostengünstiges und flexibles System zur Erzeugung und selbst-referenzierten Charakterisierung eines optischen Frequenzkamms. Basierend auf einer rein faser-optischen Laserquelle, treten die im vorhergehenden Teil angeführten Nachteile derzeitiger Verfahren nicht auf. Gleichzeitig stellt das System über weite Bereiche abstimmbare Femtosekunden-Lichtimpulse bereit.

Der Aufbau des zu diesem Zweck entwickelten Lasersystems ist in Abb. 2 schematisch dargestellt. Der verwendete Laser-Oszillator gleicht dem Aufbau von Tamura et al. [5]. Er liefert eine mittlere Ausgangsleistung von 3 mW bei einer Repetitionsrate von  $f_{rep} = 67,4$  MHz. Das Spektrum der emittierten Lichtimpulse ist nahezu gaußförmig, die Zentralwellenlänge liegt bei 1,55  $\mu\text{m}$ . Der Laser wird von zwei Laserdioden bei einer Wellenlänge von 980 nm gepumpt (Kosten pro Diode ca. 3.500,-€). Jede der beiden Dioden besitzt eine Leistungsaufnahme von weniger als 1 Watt, daher genügt ein internes Peltier-Element zur Temperaturstabilisierung. Die

rauscharmen Pumplichtquellen und die Führung der Lichtimpulse innerhalb von Glasfasern führen zu einer extrem stabilen Ausgangsleistung und einer hohen Unempfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen. Vier Polarisationssteller stellen die einzigen Freiheitsgrade zur Justage des Resonators dar. Bei konstant gehaltener Einstellung ist der Betrieb typischerweise über Monate hinweg ohne weitere Eingriffe möglich. Eine neuere Justage beschränkt sich meist auf Veränderungen an einem einzelnen Freiheitsgrad.

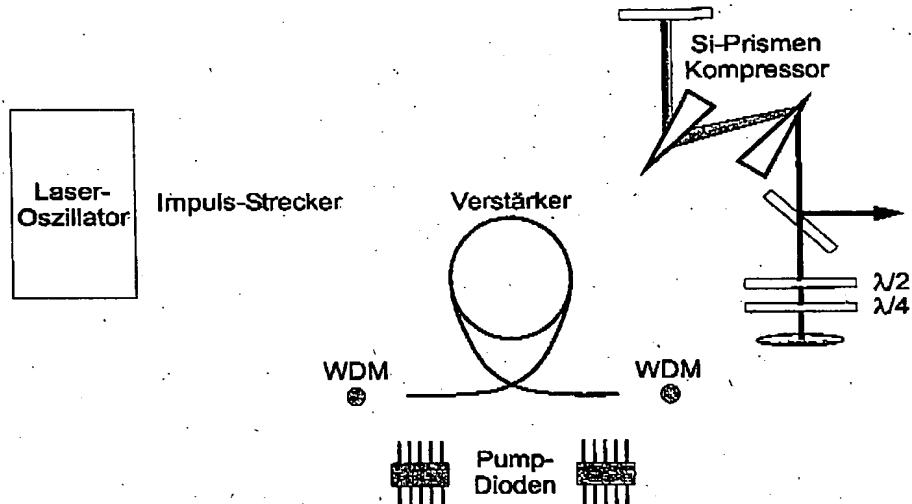


Abb. 2: Schematische Darstellung des Verstärkeraufbaus.

Die aus dem Oszillator ausgekoppelten Lichtimpulse durchlaufen zunächst eine Standard-Telekommunikationsglasfaser (Dispersion  $\beta = -0,023 \text{ ps}^2/\text{m}$ ), in der sie zeitlich gestreckt werden. Im Anschluß daran befindet sich ein optischer Leistungsverstärker. Dieser wird gebildet aus einer Faser mit einer extrem hohen Konzentration an Erbium-Dotieratomen. Die Gesamtlänge des Verstärkers kann auf diese Weise mit 2 m sehr kurz gehalten werden. Die Pump-Energie wird erneut durch zwei Laserdioden zugeführt. Diese Dioden emittieren ebenfalls bei 980 nm und besitzen eine Leistungsaufnahme von jeweils weniger als einem Watt, das gesamte Lasersystem kann also mit einer elektrischen Leistung von weniger als 4 Watt betrieben werden. Die dotierte Glasfaser besitzt eine positive Dispersion von  $\beta = + 0,057 \text{ ps}^2/\text{m}$ , so dass sich die Impulse beim Durchlauf durch den Verstärker zeitlich verkürzen. Die Streckung der Impulse vor dem Verstärker wird so gewählt, dass erst am Ende wieder ultrakurze Impulsdauern im Bereich des fundamentalen Bandbreite-Limits und somit hohe Spitzenintensitäten erreicht werden. Einsetzende nichtlineare Effekte innerhalb der Verstärker-Faser verbreitern das Ausgangsspektrum und ermöglichen somit eine weitere Impulsdauerverkürzung [6].

Um ein Aufbrechen der intensiven Impulse in mehrere Einzelteile aufgrund solitonischer Einflüsse zu verhindern, wird das Licht hinter dem Verstärker aus der Glasfaser ausgekoppelt. Mit Hilfe zweier Wellenplättchen ( $\lambda/2$  und  $\lambda/4$ ) wird ein horizontaler Polarisationszustand eingestellt. Die Lichtimpulse werden anschließend

in einem Silizium-Prismen-Kompressor auf ihre minimale Impulsdauer von 65 fs komprimiert [6]. Die Ausgangsleistung der gesamten Anordnung beträgt 110 mW.

Abb. 3 zeigt die Anordnung zur Detektion der Offset-Frequenz  $\delta$  des Frequenzkamms. Die komprimierten Lichtimpulse aus dem Verstärker werden zunächst in eine Glasfaser mit einem sehr geringen Kerndurchmesser von 3,7  $\mu\text{m}$  eingekoppelt [7]. Die auftretenden extremen Nichtlinearitäten führen zu drastischen Modifikationen im Spektrum. Ein Teil der Energie wird in einem soliton-artigen Impuls gebündelt, dessen Zentralwellenlänge im Laufe der Propagation kontinuierlich zunimmt. Gleichzeitig bildet sich ein zweiter Impuls, dessen Wellenlänge sich stetig verringert. Nach 7 cm Laufstrecke in der Faser befinden sich die beiden Komponenten bei 1950 nm bzw. 1150 nm, wobei sich der kurzwellige Ausläufer des Spektrums bis 950 nm erstreckt; damit weist das Kontinuum eine Bandbreite von mehr als einer Oktave auf. Bei längerer Faser verschieben die beiden Maxima bis 1,1  $\mu\text{m}$  bzw. 2,0  $\mu\text{m}$ , danach nimmt die Effektivität der nichtlinearen Prozesse aufgrund zeitlicher Verbreiterung der Impulse ab und die kontinuierliche Frequenzverschiebung kommt zum Erliegen. Wird die Länge des nichtlinearen Faserstücks kürzer gewählt, so liegen die Wellenlängen beider Impulse näher bei der Fundamentalen bei 1550 nm. Über eine einfache Längenänderung des Faserstücks können also die Wellenlängen der austretenden Lichtimpulse kontinuierlich verstimmt werden.

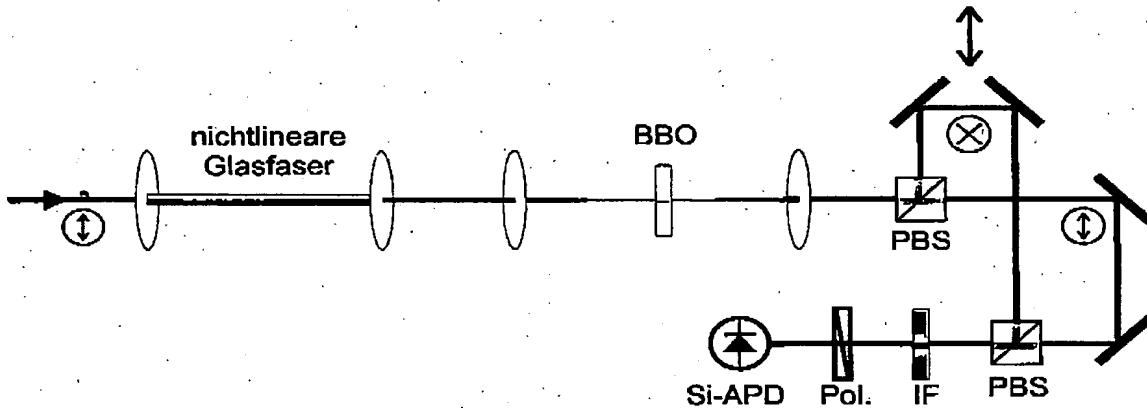


Abb. 3: Nichtlineare Glasfaser und f-2f-Interferometer zur Bestimmung der Offset-Frequenz  $\delta$ . BBO: nichtlinearer Kristall zur Frequenzverdopplung, PBS: Polarisierender Strahlteiler, IF: Interferenzfilter, Pol.: Polarisator, Si-APD: Silizium-Avalanche-Photodiode.

Zur Charakterisierung der Verschiebungsfrequenz des Frequenzkamms  $\delta$  dient das in Abb. 3 dargestellte f-2f-Interferometer. Der langwellige solitonische Impuls wird zunächst in einem optisch nichtlinearen BBO-Kristall frequenzverdoppelt, so dass ein spektraler Überlapp mit dem kurzwelligen Ende des Spektrums entsteht. Aufgrund der gewählten Phasenanpassungs-Geometrie (Typ I) besitzt die zweite Harmonische eine zur Fundamentalen senkrechte Polarisation. Beide Komponenten werden mittels eines polarisierenden Strahlteilers räumlich voneinander getrennt. Um Laufzeitunterschiede innerhalb der nichtlinearen Glasfaser auszugleichen, befindet

sich eine variable optische Verzögerungsstrecke in einem Arm des Interferometers (in Abb. 3 symbolisiert durch den schwarzen Doppelpfeil). Mithilfe eines zweiten polarisierenden Strahlteilers werden beide Teile wieder zur Überlagerung gebracht. Nach Passieren eines Interferenzfilters und eines Polarisators wird die optische Leistung mittels einer Silizium-Avalanche-Photodiode detektiert. Das Photosignal wird in einem rauscharmen Vorverstärker verzweifacht und anschließend in einem digitalen Oszilloskop fouriertransformiert.

Ein detektiertes Radio-Frequenz-Spektrum ist in Abb. 4 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist das Maximum bei der Repetitionsrate des Lasers von  $f_{rep} = 67,4$  MHz. Die scharfe Linie bei 5,4 MHz ist das gesuchte Schwebungssignal, sie gibt die Verschiebung  $\delta$  des Frequenzkamms vom Ursprung an. Weitere Schwebungen sind bei  $f_{rep}-\delta$  und bei  $f_{rep}+\delta$  auszumachen (vgl. Abb. 1). Das Signal zu Rausch Verhältnis beträgt 30 dB bei einer Auflösung von 250 kHz. Dies ist der eindeutige Beweis dafür, dass das beschriebene System einen wohldefinierten Frequenzkamm emittiert, der mittels eines selbst-referenzierenden Verfahrens detektiert werden kann.

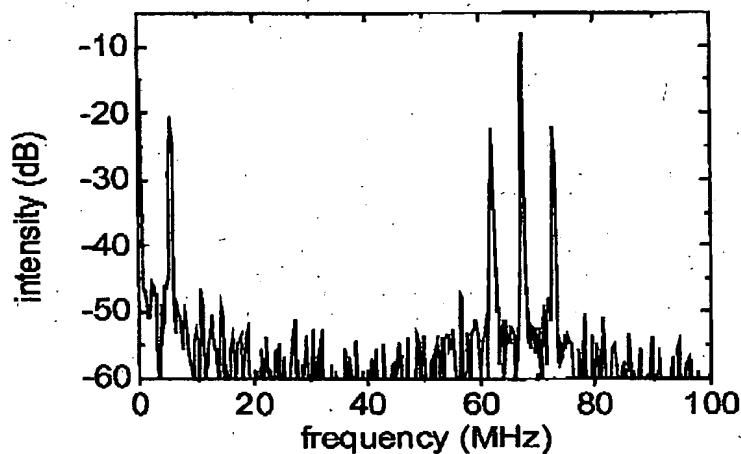


Abb. 4: Radio-Frequenz-Spektrum des detektierten Photosignals. Die Repetitionsrate des Lasers  $f_{rep}$  beträgt 67,4 MHz. Die Offset-Frequenz des Frequenzkamms  $\delta$  liegt bei 5,4 MHz, weitere Schwebungen sind bei  $f_{rep}-\delta$  und  $f_{rep}+\delta$  zu erkennen.

Die Offset-Frequenz  $\delta$  kann über die Polarisationssteller innerhalb des Resonators sowie dessen Pumpleistung gezielt beeinflusst werden. Dies ermöglicht eine aktive Stabilisierung auf einen gewünschten Wert. Eine passive Selbststabilisierung bei  $\delta = 0$  wurde beobachtet. Des weiteren lässt sich die Wiederholrate des Lasers  $f_{rep}$  über Dehnung einer Faser innerhalb des Oszillators kontrollieren [4], somit ist die Lage jeder Linie innerhalb des Frequenzkamms zu jeder Zeit genau festlegbar.

Von entscheidender Bedeutung für die Bestimmung von  $\delta$  ist die Erhaltung der festen Phasenbeziehung (Kohärenz) innerhalb des verbreiterten Spektrums, da ansonsten die Fähigkeit zur Interferenz verloren ginge. Aufgrund der hohen Ausgangsleistung des Verstärkers und der kurzen Impulsdauern genügen 7 cm Propagation innerhalb der nichtlinearen Glasfaser zur Generation einer Oktave umspannenden

Kontinuums. Auch der Verstärker selbst kann durch die Verwendung der hochdotierten Fasern sehr kurz gehalten werden. Über diese geringen Distanzen hinweg führen spontane Prozesse wie Raman-Streuung an thermischen Phononen oder spontane Emission innerhalb des Verstärkers nur zu einem vernachlässigbaren Kohärenzverlust. In früheren Arbeiten hingegen gelang es unter Einsatz eines kommerziellen Glasfaserlasers aufgrund der schlechteren Leistungsparameter selbst über 200 m Propagationsdistanz innerhalb der nichtlinearen Faser nicht, das Spektrum auf über eine optische Oktave zu verbreitern [7]. Selbst falls die notwendige Bandbreite erreicht würde, hätten inkohärente Prozesse in diesem Fall die Kammstruktur des Spektrums bereits verwischt.

Wie im Vorhergehenden gezeigt wurde ist das beschriebene System erstmals in der Lage, einen selbst-referenziert in seiner Phase stabilisierbaren Frequenzkamm basierend auf einer faser-optischen Lichtquelle zu erzeugen. Zusätzlich bietet das System die Möglichkeit zur einfachen Erzeugung abstimmbarer Femtosekunden-Lichtimpulse im Bereich von 1,1  $\mu\text{m}$  bis 2,0  $\mu\text{m}$ . Die Kosten des gesamten Systems betragen weniger als 30.000,-€ und liegen somit ca. bei einem Drittel des Preises für ein Titan-Saphir-System. Die neuartige Technologie vereinfacht die gezielte Synthese optischer Frequenzen und führt zu erhöhter Stabilität. Der generierte Frequenzkamm befindet sich im Bereich der Telekommunikations-Wellenlängen und birgt von daher hohes Anwendungspotential. Die hohe Flexibilität der Technologie ermöglicht die Erschließung weiterer bisher unzugänglicher Spektralbereiche. Abb. 5 zeigt den hierfür zu Grunde liegenden Ansatz.

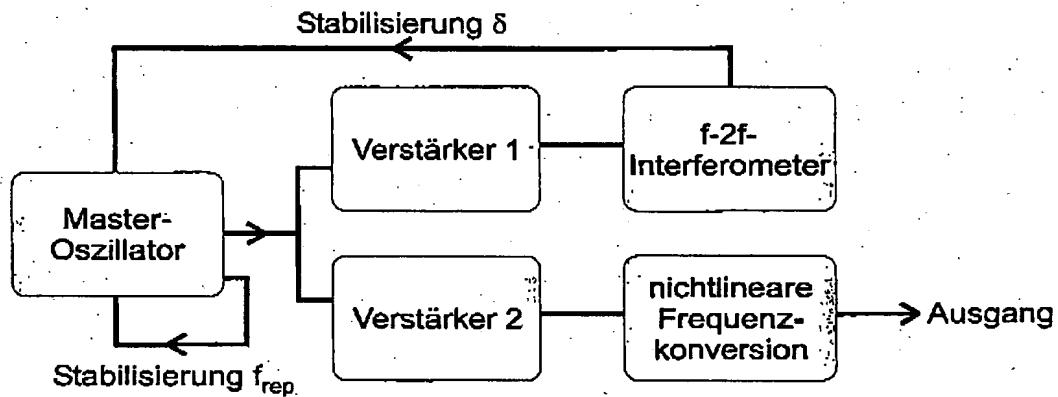


Abb. 5: Anordnung zur Generation eines Frequenzkamms in anpassbaren Spektralbereichen zwischen 550 nm und 2  $\mu\text{m}$ .

Ein (Master-)Laser-Oszillator mit erhöhtem Auskoppelgrad liefert ca. 6 mW Ausgangsleistung um zwei Verstärker zu speisen. Verstärker 1 wird wie bisher betrieben, seine Ausgangsleistung wird verwendet, um ein Kontinuum zu generieren, über ein f-2f-Interferometer die Offset-Frequenz  $\delta$  zu bestimmen und den Master-Oszillator zu stabilisieren. Die zweite Verstärkerlinie ist variabel auf spezielle Bedürfnisse anpassbar, z.B. ist es möglich, die Anordnung auf möglichst kurze Ausgangsimpulse oder maximale Leistung zu optimieren. Die Kammstruktur aus dem Master-Oszillator geht bei der Verstärkung und nachfolgenden Frequenzkonversions-

prozessen nicht verloren. Wie bereits beschrieben, kann über nichtlineare Effekte in einer Glasfaser mit geringem Modendurchmesser das Spektrum der Lichtimpulse gezielt verschoben werden. Mit Hilfe einer weiteren optionalen Frequenzverdopplungsstufe kann das System somit Frequenzkämme im Wellenlängenbereich von 550 nm bis 2  $\mu$ m lückenlos zur Verfügung stellen.

Neben Anwendungen in der optischen Frequenz-Metrologie und der Glasfaser-Telekommunikation bietet sich außerdem die Möglichkeit, das System als Referenz zu verwenden, auf welche die Frequenzkämme weiterer Ultrakurzimpuls-Laser stabilisiert werden. Auf diese Art wird die Impulsfolge unterschiedlicher Lasertypen (Ti:Saphir, Cr:LiSAF, Cr:YAG, Yb-Faserlaser) phasenstarr mit dem Master-Oszillatator synchronisiert.

Es wird erwartet, dass sich die Erzeugung von abstimmbaren Femtosekunden-Lichtimpulsen im Bereich von 1.1  $\mu$ m bis 2.0  $\mu$ m für die konfokale Zwei-Photonen-Mikroskopie, die optische Chirurgie am Auge sowie für die optische Kohärenz-Tomographie (OCT) von großem Nutzen erweisen wird.

#### Referenzen:

- [1] S. T. Cundiff, J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, R43 (2002)
- [2] T. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, Physik Journal **1**, 39 (2002)
- [3] S. A. Diddams et al., Science **293**, 825 (2001)
- [4] J. Rauschenberger et al., Opt. Exp. **10**, 1404 (2002)
- [5] K. Tamura, J. Jacobson, E.P. Ippen, H.A. Haus, J.G. Fujimoto, Opt. Lett. **18**, 220 (1993)
- [6] F. Tauer, F. Adler, A. Leitenstorfer, submitted to CLEO 2003, Baltimore, June 1-6, s. Anlage
- [7] N. Nishizawa, T. Goto, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L365 (2001)